



推进技术

Journal of Propulsion Technology

ISSN 1001-4055, CN 11-1813/V

《推进技术》网络首发论文

题目: 幂律型流体撞击射流破碎特性直接数值模拟
作者: 郑浩铭, 孙俊柠, 朱呈祥, 尤延铖
DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.190537
收稿日期: 2019-07-30
网络首发日期: 2019-12-18
引用格式: 郑浩铭, 孙俊柠, 朱呈祥, 尤延铖. 幂律型流体撞击射流破碎特性直接数值模拟[J/OL]. 推进技术. <https://doi.org/10.13675/j.cnki.tjjs.190537>



网络首发: 在编辑部工作流程中, 稿件从录用到出版要经历录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿等阶段。录用定稿指内容已经确定, 且通过同行评议、主编终审同意刊用的稿件。排版定稿指录用定稿按照期刊特定版式(包括网络呈现版式)排版后的稿件, 可暂不确定出版年、卷、期和页码。整期汇编定稿指出版年、卷、期、页码均已确定的印刷或数字出版的整期汇编稿件。录用定稿网络首发稿件内容必须符合《出版管理条例》和《期刊出版管理规定》的有关规定; 学术研究成果具有创新性、科学性和先进性, 符合编辑部对刊文的录用要求, 不存在学术不端行为及其他侵权行为; 稿件内容应基本符合国家有关书刊编辑、出版的技术标准, 正确使用和统一规范语言文字、符号、数字、外文字母、法定计量单位及地图标注等。为确保录用定稿网络首发的严肃性, 录用定稿一经发布, 不得修改论文题目、作者、机构名称和学术内容, 只可基于编辑规范进行少量文字的修改。

出版确认: 纸质期刊编辑部通过与《中国学术期刊(光盘版)》电子杂志社有限公司签约, 在《中国学术期刊(网络版)》出版传播平台上创办与纸质期刊内容一致的网络版, 以单篇或整期出版形式, 在印刷出版之前刊发论文的录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿。因为《中国学术期刊(网络版)》是国家新闻出版广电总局批准的网络连续型出版物(ISSN 2096-4188, CN 11-6037/Z), 所以签约期刊的网络版上网络首发论文视为正式出版。

幂律型流体撞击射流破碎特性直接数值模拟 *

郑浩铭，孙俊柠，朱呈祥，尤延铖

(厦门大学 航空航天学院，福建 厦门 361005)

摘 要：凝胶推进剂的双股射流撞击雾化广泛应用于液体火箭发动机的燃烧室中，其破碎特征及雾化效果直接影响燃烧效率。为探究雾化特性的发展规律，采用直接数值模拟 DNS 方法，对射流速度为 100m/s 的剪切稀化非牛顿液体正交撞击产生的雾化特征、液体表面积、表面波、涡特性以及非牛顿特性开展研究。结果表明，射流下形成的雾化流场迅速扩张形成液膜，液膜两侧边缘破碎成大量的液丝与液滴，核心部分产生撞击波后在气体力的作用下逐步发展为带有凸起和褶皱的不稳定表面波，其撞击波波长最大可达 2.46 倍射流直径。液体表面积不断增长，但无量纲表面积总体呈现先下降再上升的趋势。气体中的涡量分布则分为有序附着区和无序爆炸区两类，并且涡量主要集中分布于气相区域。此外，射流撞击时产生强剪切使该液体内部的粘性系数下降，最低仅为初始粘性系数的 0.3 倍。

关键词：液体火箭发动机；凝胶推进剂；射流；雾化；燃烧效率；非牛顿液体

中图分类号：V231.2 **文献标识码：**A **DOI:** 10.13675/j.cnki. tjjs. 190537

Direct Numerical Simulation of Breakup Characteristics
of Power Law Fluid Impingement Jet

ZHENG Hao-ming, SUN Jun-ning, ZHU Cheng-xiang, YOU Yan-cheng

(School of Aerospace Engineering, Xiamen University, Xiamen 361005, China)

Abstract: Double jet impingement atomization of gel propellants is widely used in the combustion chamber of liquid rocket engines. The commonly used atomization method is impinging liquid jets. Its crushing characteristics and atomization effect directly affect the combustion efficiency. In order to explore the development law of atomization characteristics, direct numerical simulation is adopted to describe the atomization characteristics, liquid surface area, surface wave, vortex characteristics and non-Newtonian characteristics generated by orthogonal impact of shear dilute non-Newtonian liquid at the jet velocity of 100m/s. The results show that the atomized flow field formed at the jet velocity of 100m/s expands rapidly to form liquid sheet and the edge of liquid sheet on both sides breaks into a large number of ligaments and droplets. The maximum wavelength of the impact wave is 2.46 times of jet diameter. The core of sheet produces impact waves, which gradually develop into unstable surface waves with bulges and folds under the action of gas force and the liquid surface area increased continuously, but the dimensionless surface area generally showed a tendency of first decreasing and then increasing. Vorticity distribution in gas is divided into two types: orderly attached region and disordered explosion region, and vorticity is mainly distributed in gas phase region. In addition, when the jet impinges, the strong shear will reduce the viscos-

* 收稿日期：2019-07-30；修订日期：2019-09-16。

基金项目：国家自然科学基金（51606161；91441128；11602209）；中央高校基本科研业务费专项资金（20720170055）。

作者简介：郑浩铭，硕士生，研究领域为气液两相流。E-mail: 373318224@qq.com

通讯作者：朱呈祥，博士，助理教授，研究领域为气液两相流。E-mail: chengxiang.zhu@xmu.edu.cn

引用格式：郑浩铭,孙俊柠,朱呈祥,等.幂律型流体撞击射流破碎特性直接数值模拟[J].推进技术:1-8.

(ZHENG Hao-ming, SUN Jun-ning, ZHU Cheng-xiang, et al. Direct Numerical Simulation of Breakup Characteristics of Power Law Fluid Impingement Jet[J]. Journal of Propulsion Technology, 1-8.)

ity coefficient inside the liquid, which is only 0.3 times of the initial viscosity coefficient.

Key words: Liquid propellant rocket engine; Gelled propellant; Jet; Atomization; Combustion efficiency; Non-Newtonian fluid

1 引言

凝胶推进剂作为一种成本低、推力大、高比冲的优质发动机燃料,长期以来对受到国内外学者的热切关注,但难以雾化的性质则是制约凝胶推进剂的进一步使用的重要因素。目前,凝胶的雾化主要以射流雾化为主,尤其是双股射流撞击雾化,其雾化机理尚未明确,理论预测与实验结果之间存在一定的差距,因此进一步了解其破碎物理机制以及精确分析撞击雾化特性至关重要。

国外 Ciezki 等^[1]对射流撞击进行了实验,将射流撞击上产生的破碎形式分为射线型、边缘液滴型、无边型、液丝型、完全破碎型以及颗粒射线型六类。Desjardins 等^[2]则提出一种基于 LS(Level set)和 GF(Ghost fluid)耦合的新方法对之进行数值模拟。Fuster 等^[3]则通过网格自适应模拟了高雷诺数和低雷诺数下的液体射流,结果发现二维情况下可以观察到线性不稳定性,但在三维情况下只能观察到横向不稳定性。Dombrowski 等^[4]通过不稳定性分析得出了影响液滴大小的因素,将液滴的产生总结为:液膜表面波的增长、液线的形成和破碎、液线破碎成液滴三个步骤。Shinjo 等^[5]则采用基于 VOF(Volume-of-fluid)改进的方法,详细研究了高速射流下的一次雾化过程并对界面的不稳定性形成的原因做了分析,结果发现,在喷嘴出口附近,气相起主导作用,其射流尖端出现的蘑菇状主要是由于瑞利不稳定引起,而由于射流头的存在,上游气体的速度场也受到影响,从而导致液芯发生强烈的变化。Taylor 等^[6]提出了对射流撞击进行研究后提出静止反对称波理论,他发现,液膜的形状是由一定的范围内由静止反对称波决定的。Ibrahim 等^[7]在 Taylor 的研究基础上,研究了韦伯数对射流撞击产生的雾化机制影响,结果发现在低韦伯数时液膜破碎是由静止反对称波所控制的,但在超过过渡区,即韦伯数为 500~2000 时, Kelvin-Helmholtz 波的增长将控制液膜的破碎,而在过渡区内,静止反对称波和 Kelvin-Helmholtz 波共同对液膜破碎产生影响,并还推导出低韦伯数下液膜形状以及液膜厚度的表达式。Lngebo 等^[8]则将射流上出现的波分为毛细波(Capillary wave)和加速波(Acceleration wave),并以韦伯数和雷诺数的乘积作为两种

波的界限,其临界转化数为 106。Mazallon 等^[9]将横向射流上出现的波分为圆柱波和表面波并认为两种波的波长只随韦伯数变化。但由于其对各种模式下的破碎采用统一的公式拟合,造成拟合公式与实验点线性相关性不强。Ng 等^[10]在上述研究的基础上,总结了袋式破碎(Bag breakup)下,其上产生的表面波波长与韦伯数的关系,其线性相关系数提高至 0.62。

国内徐高等^[11]研究了对撞式喷嘴的雾化特性与数值模拟。此外,邓寒玉等^[12]研究了射流偏心撞击和射流自由长度对凝胶推进剂撞击雾化的影响,并发现随偏心角度增大,液膜上的液膜偏角逐渐增大。王雄辉等^[13]对表面波的波长和破碎后形成的液滴尺寸及速度进行了研究,并基于此以构建出更高精度的初始雾化模型。在液膜特征及破碎模式的分类上,白富强^[14]研究了射流速度,撞击夹角和喷嘴形状等方面的因素对液膜破碎模式的影响,并将液膜破碎模式分为 5 类。张蒙正等^[15]则采用激光全息技术与图像处理技术对此进行研究,并认为极限剪切粘度是影响凝胶推进剂雾化作用的主要因素。强洪夫等^[16]采用光滑粒子流体动力学的方法(SPH)对此进行研究,该方法能较好的模拟液滴在整个过程中的变形运动问题。

总的来说,国内外许多学者对双股射流撞击雾化进行研究,但目前,对紊流流体的雾化机理尚未形成统一的理论体系,数值模拟中的计算方法及雾化模型需要进一步的发展。本文基于自主研发的直接数值模拟工具(Direct numerical simulation),针对射流速度为 100m/s 的剪切稀化凝胶模拟液的撞击雾化开展研究。文章将对数值方法,射流结构、涡场特征、波特性以及剪切稀化特性等方面开展研究。

2 数值方法

采用自主研发的 Free Surface 3D(FS3D)程序,求解三维不可压 N-S 方程组,完成双股射流撞击雾化过程的直接数值模拟。其求解的方程组为

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)] + \rho \mathbf{k} + \nabla \cdot \mathbf{T} \quad (2)$$

式中标量变量 ρ, t, p, μ 分别代表密度、时间、压力

和黏性系数。矢量变量 $\mathbf{u}, \mathbf{k}, \mathbf{T}$ 分别表示速度、外部作用力和气液两相分界面处的表面张力。

在本研究中,气液两相界面是基于流体体积 (Volume of fluid, VOF)^[15] 方法捕捉,该方法定义变量 f 为单元网格内液相的体积分数,其表达式为

$$f = \begin{cases} 0 & \text{In the gas phase} \\ (0,1) & \text{At the interphase} \\ 1 & \text{In the liquid phase} \end{cases} \quad (3)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}f) = 0 \quad (4)$$

为了提高气液两相界面的捕获精度,采用三维分段线性界面 (Piecewise linear interface calculation, PLIC)^[17] 方法对三维空间中气液两相界面进行重构,该方法能大大提高界面的捕获能力。它利用周围网格的 f 值确定中心网格气液两相界面方向的法向矢量,再由中心网格的 f 值确定界面在网格中的位置,最后利用体积分数通量进行界面推进,相关方法已在文献[18]中进行了验证。

本文研究的幂律流体为质量分数 20% 的 Polyvinyl Pyrrolidone (PVP) 水溶液,它是一种凝胶模拟液,其分子式为 $(C_6H_9NO)_m$ 。该凝胶模拟液的德博拉数 De 和弹性毛细管常数 Ec 均远低于粘弹性流体的极限值,因此是一种具有剪切变稀特性的幂律流体,其非牛顿黏性可用幂律函数表示为

$$\mu(\dot{\gamma}) = \mu_0 / \left(1 + (\mu_0/K) \dot{\gamma}^{1-n} \right) \quad (5)$$

$$\dot{\gamma} = \left(\left\| 0.5 \left(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right) \right\|_2 \right)^{0.5} \quad (6)$$

式中 μ_0 和 $\dot{\gamma}$ 为零剪切时的动力粘度; K 和 n 为取决于流体和环境的模型常数。表 1 给出了该幂律流体的物性参数及其他基本参数,其中 D 为喷嘴出口直径, V_0 为喷嘴出口速度, σ 为表面张力系数, μ 为粘性系数, ρ 为密度。表中液相与气相的基本参数用下标 1 和 g 加以区别。此外,液体的 We_1 与 Re_1 的表达式为

$$We_1 = \rho_1 u_1^2 D / \sigma, Re_1 = \rho_1 u_1 D / \mu_1 \quad (7)$$

图 1 为本文采用的长方体计算域示意图,与 y 轴垂直的上下壁面设为无滑移壁面,其余界面均设为自由边界。双股圆柱射流自上下两个壁面呈 90° 夹角相向喷入计算域内。为了充分利用计算资源,两个喷嘴设置于计算域上下壁面靠近边缘处,圆柱射流初始速度方向与 3 个坐标轴均成 45° 夹角,双股射流于 $y=H/2$ 处撞击形成液膜并逐渐向下游发展破碎。为了求解湍流中的 Kolmogorov 长度,本文设置计算域的长 L , 宽 W , 高 H 分别为圆柱射流直径 D 的 30, 30 和

Table 1 Abstract of physical parameters

Parameter	Value
D/mm	0.4
$V_0/(\text{m/s})$	100
$\rho_l/(\text{kg/m}^3)$	1049
$\mu_l/(\text{Pa}\cdot\text{s})$	2.559×10^{-2}
$\rho_g/(\text{kg/m}^3)$	1.204
$\mu_g/(\text{Pa}\cdot\text{s})$	1.783×10^{-5}
$\sigma/(\text{N/m})$	64.37×10^{-3}
We_1	3.2595×10^4
Re_1	820

3 倍,采用 512, 512, 128 的结构化网格分别对该计算域的三个方向进行空间离散,其最小网格尺度 $4.69 \mu\text{m}$ 。与 Kolmogorov 尺度^[19] (选取湍流长度尺度为射流直径的 10%, 脉动速度取为射流速度的 5%, 可以估算 Kolmogorov 尺度为 $8.26 \mu\text{m}$) 相比,小于 Kolmogorov 尺度,满足直接数值模拟计算要求。

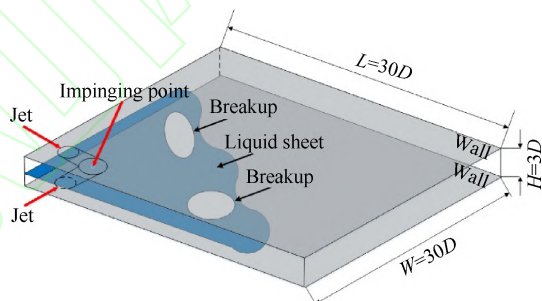


Fig. 1 Computational domain for the power-law impinging liquid jets

3 雾化特性

3.1 雾场结构

双股射流以速度 $V_0=100\text{m/s}$ 从呈 90° 角、直径为 $D=0.4\text{mm}$ 的两个圆形喷嘴同时喷入计算域中,在 $t^*=30$ 时刻形成图 2 所示的三维撞击雾化结构,其中 t^* 为无量纲化后的时间,计算公式为 $t^*=2tV_0/D$ 。 (V/V_0 为无量纲速度, ω^* 为无量纲涡量,计算公式为 $\omega^*=0.5\omega D/V_0$)。可以发现,撞击形成的雾化流场在撞击后沿 XOZ 平面对角迅速扩张形成液膜,在双股射流撞击点上游及其下游一段区域内仍然保持着完整的撞击液膜结构,液膜两侧边缘破碎成大量的液丝与液滴。这与低韦伯数下流体射流撞击形成的单一对角射流也是截然不同的^[20]。此外,这里值得特别关注的是液膜表面上存在着明显的撞击波,撞击波波长由撞击点向边缘递增,撞击点到最后一个撞击波的总长度 $L_w=13.8D$ 。直到发展至射流中下游,撞击波在气体

力的作用下转变成 Kelvin-Helmholtz (KH) 不稳定表面波, 逐渐发生扭曲, 出现凸起和褶皱, 这与伊吉明在实验中发现的表面波特征是一致的^[21]。由于撞击波和 KH 不稳定表面波不断发展, 液膜将逐渐发生破碎。这与单股射流撞击实心圆筒试验所观察到的波长向边缘递减是截然相反^[22], 其具体原因将下节进行详细分析。在射流尾部与液膜两侧区域, 在 KH 不稳定波的作用下液膜出现破碎。在射流下游产生的凸起和褶皱主要是由于撞击波在气体力的作用下逐步诱发成 KH 不稳定表面波并随着不稳定表面波作用的增强, 液丝在表面张力的作用下会出现颈缩现象, 促使液丝断裂成更小的液丝或者液滴并最终有收缩成圆球形状。液膜破碎成液丝和液滴的现象均发生在液膜的边缘, 射流尾部产生较为复杂的涡。

气相与液相的接触面积是测量喷雾效应的一个重要指标。图 3 给出的是雾化过程中计算域内液相表面积随时域的变化规律, 其中圆标线为流体绝对表面积随时域变化的图像, 菱标线为流体对绝对表面积进行无量纲化后的无量纲表面积 S^* 随时域变化的图像。其中 $S^* = 0.5S / (\pi D^2/4 + \pi D V_0 t)$, 即绝对表面积与两个圆形喷嘴喷出液体的表面积之比。由图可以发现, 随着圆柱喷嘴流出的液体不断流入计算域, 流体的绝对表面积整体呈现不断上升的趋势, 在 $t^* < 2.4$ 时的射流初始阶段, 由于两股射流还未发生撞击, 流体的绝对表面积增长速率相对缓慢, 近乎呈现线性关系。在 $t^* = 2.4$ 时, 两股射流发生撞击, 圆柱射流表面积的增加量与双股射流撞击时覆盖减少的表面积相近, 因而在 $t^* = 2.4$ 时表面积 S 的增长速率呈现一个

较为平缓的趋势。而在 $t^* > 2.4$ 之后的射流进程中, 由于射流撞击后迅速铺展形成薄液膜, 表面积增长速率迅速提升, 而后在液膜两侧破碎形成的液丝与液滴也促使了绝对表面积的增长速率的进一步提升。

但对于无量纲表面积, 其增长趋势也随时域变化大致可分为以下四个阶段: $t^* < 2.4$ 时为射流射出, 但还未发生碰撞的阶段。 $t^* = 2.4$ 时为射流撞击阶段, $2.4 < t^* < 12$ 时为液膜发展阶段, $t^* > 12$ 时开始出现破碎现象。在第一阶段, 此时由于射流初始阶段未发生碰撞, 计算域内液膜尚未形成, 射流初始时刻带来的蘑菇效应^[23]使其无量纲表面积呈下降趋势。在第二阶段由于圆柱射流发生撞击, 射流头部表面积发生重叠, 因此无量纲表面积呈下降趋势并在 $t^* = 2.4$ 时形成一个转折点。第三个阶段又可分为两个小阶段, 其中 $2.4 < t^* < 5$ 时, 液膜迅速扩展, 液膜的形成使得无量纲表面积 S^* 迅速增加。 $5 < t^* < 12$ 时液膜仍处于扩展阶段, 但此时部分液膜已溢出计算域, 故此时 S^* 仍呈现增长趋势但趋势减缓。 $t^* > 12$ 时, 液膜开始出现破碎, 由液膜扩展带来的面积增长仍大于破碎带来的面积减少效应, 故其无量纲表面积呈现增长趋势但增长趋势进一步下降, 此为第四个阶段。

3.2 流动特性

图 4 为两股射流撞击后所形成的液膜逐渐扩张的非定常过程。在 $t^* = 1.2$ 时, 两股射流逐渐由喷嘴喷出, 此时气液两相间速度差较大, 圆柱液体在气动力的作用下向上翻卷形成“帽檐”结构。 $t^* = 3.6$ 时, 撞击形成液膜并迅速向外扩张。在射流下游, 液膜开始破碎形成阵列式的液丝, 同时产生向上凸起的羊角状结构, 如图中黑色实心圈所示。在射流下游, 出现

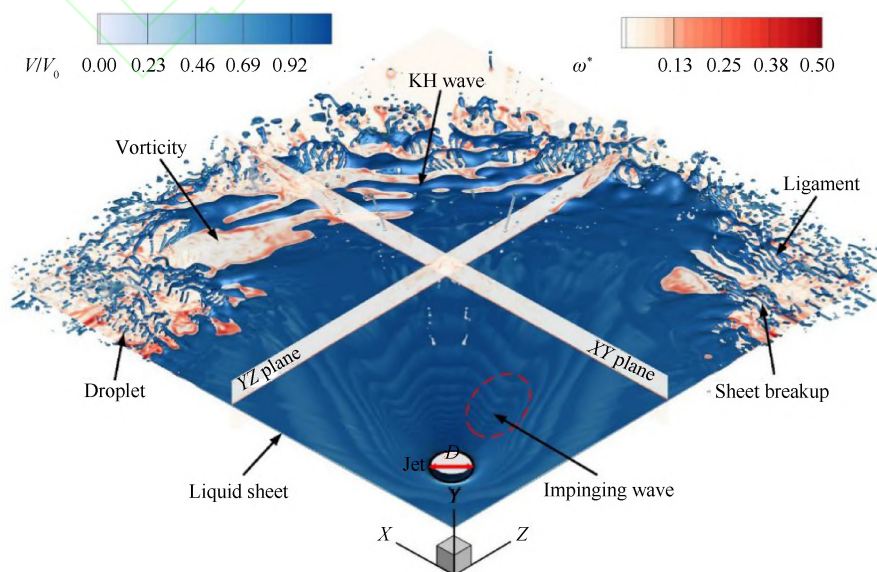


Fig. 2 Three-dimensional structure of the impinging liquid jets at $t^* = 2tV_0/D = 30$

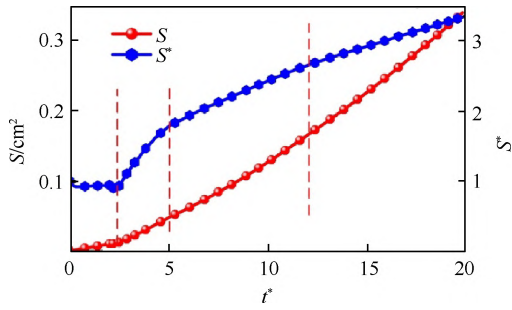


Fig. 3 Temporal development of the surface area of impinging liquid jets

液丝脱离液膜,断裂形成液滴的现象。

在 $t^*=4.8$ 时刻,羊角状结构进一步发展,前方阵列式液丝则开始出现颈缩现象,断裂成若干段液丝和小液滴。 $t^*=6$ 时刻,羊角状结构开始出现溃散,液丝完全断裂形成液滴,在液膜表面观察到撞击波,该撞击波的产生主要是由射流撞击引发而成。在 $t^*=7.2$ 时刻,此时羊角状结构完全溃散,在该处,液丝与液滴形成的流动细节将影响雾化的进一步发展,这与 Von Kampen 等^[24]发现的射线型雾化模式是一致的。在 $t^*=9.6$ 时刻,在图中绿色箭头可以观察到破碎产生的两个液滴在表面张力的作用下融合形成一个稳定的液滴,并最终趋向于球状。除此之外,撞击波在液膜核心处出现,液膜结构较为稳定,未发生大面积破碎的情况。与研究牛顿液体不同,分析非牛顿液体时需要考虑所形成的结构是否对其产生强剪切,粘性的波动是否剧烈等因素。

3.3 波长分析

表面波是引起射流液膜不稳定的根本原因,直接影响着破碎形成的液滴尺寸的大小,因而对表面波的研究非常有助于我们对射流不稳定性的理解并构建更高精度的模型。由于射流发生撞击产生较大能量,这些能量中一部分耗散掉,另一部分作用于液膜形成一圈向外扩散的波浪,所以其无量纲波长逐

步增加,增长速度越来越快。图 5 为射流速度为 100m/s,射流撞击角度为 90° 状态下沿 y 轴中心平面对角线 L (以下简称中心线) 的无量纲波长与无量纲速度的分布图。其中定义两个表面波之间波谷的距离为波长,其波长的长度 λ 与平面对角线 L 的关系满足方程

$$\lambda = 0.0364D \times e^{0.308L/D} \quad (8)$$

本文定义无量纲波长为 λ/D ,无量纲中心线为 L/D 。圆标线为无量纲波长沿中心线的变化,而方标线表示的是无量纲速度沿中心线的变化。无量纲速度沿中心线的变化主要集中在 1.01~1.05 并且呈现一个逐步上升的趋势。由于射流的角度是 90° ,若将射流撞击点视为单一质点,在理想情况下其无量纲速度应为 $\sqrt{2} V/V_0$ 。其速度下降主要是由于射流撞击为平面撞击,平面撞击消耗了一部分的能量,另一部分用于为波浪的形成提供能量。而其呈现上升趋势主要是由于射流撞击所产生的液膜具有一定的厚度,液膜上下表面流体的速度大于中心线上由于撞击产生停滞流体的速度,表面流速较大的流体带动中心线上的流体,因而无量纲速度沿中心线的变化呈现逐步上升的趋势。

由图可以发现液膜于 $L/D=7.65$ 处开始形成撞击波,波长为 0.35。在 $L/D=7.65 \sim 13.93$ 波长持续增加,产生了多个明显的撞击波,在 $L/D=13.93$ 时生成了最后一个完整的波,其无量纲波长值为 2.46,总体呈现波长随波到达自由边缘而增加,这与上文提到的单股射流撞击实心圆筒相反,主要是由于形成的液膜核心部分速度的差异。在本文中,其合成速度在撞击后呈现增长趋势,而单股射流撞击实心圆筒后向外扩散,在气动力的作用下速度逐步下降,故其波长呈递减趋势。在此后的区域由于撞击波在气动力的作用下形成 KH 不稳定表面波,液膜上产生凸起和

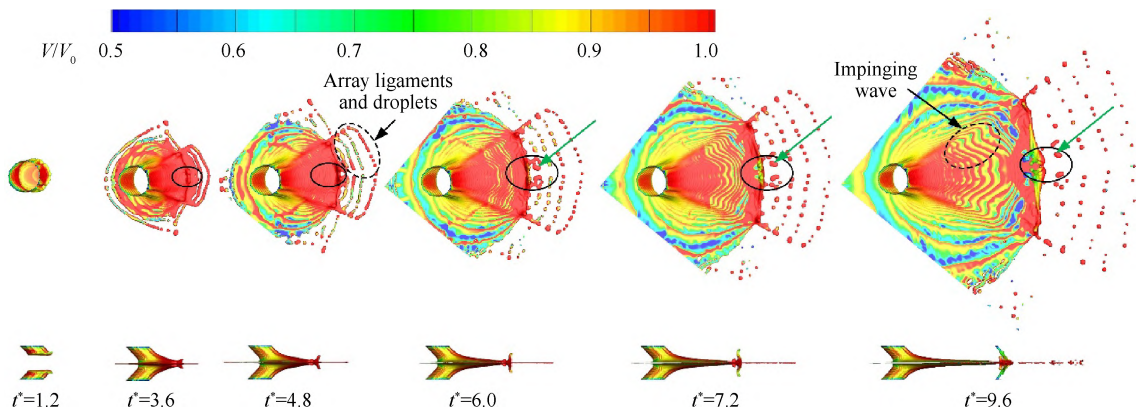


Fig. 4 Temporal development of surface cavity breakup

褶皱,液膜表面形成的波发生溃散,形成的波不再完整。

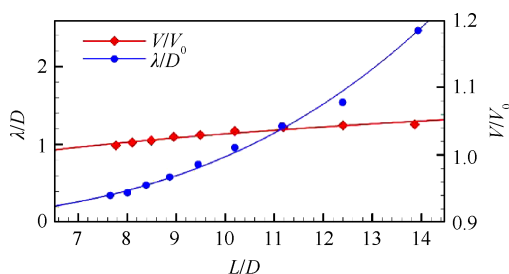


Fig. 5 Waves distribution along axis of diagonal jet

3.4 涡特性

为了更好地理解凝胶喷射雾化机理,图6给出了 $t^*=24$ 时 ZOY 平面的瞬时涡量场。涡量场能够直观观察复杂的漩涡运动,在图中可以发现,在液体内部由于非牛顿液体的粘性较大,基本不产生涡。而在气液两相的分界面,由于液相与气相存在速度梯度,因此气体液交界处为涡量密集区。文中可将射流撞击中涡量的分布分为有序附着区和无序爆炸区两类。其中有序附着区主要存在于液膜上下边缘,如图6的 M 区和 N 区。而涡量无序爆炸区主要存在于射流尾部液膜破碎成液丝与液滴的区域,如图6的 P 区。由图6可以发现在区域 M ,由于液膜与气体存在速度差,液膜上下表面在 $t^*=4.8$ 时开始出现一对较小但涡量较大的涡,随着时间的发展,该涡逐渐向外扩散发展成两对旋涡对并且涡量呈现下降的趋势。 $t^*=14.4$ 时, M 区可以明显观察形成一对对称旋涡对(CVP)的趋势,直至 $t^*=19.2$ 时对称旋涡对形成。 N 区中涡的形成原因与 M 区的相似。区域 P 为射流尾部在气动力作用下液膜破碎成大量的液滴。这些液滴速度较

小,尺寸大小不一,主要集中于 $D/20 \sim D/10$ 量级,与Kolmogorov尺寸为同一量级。由于气体涡量与液体速度联系紧密,射流尾部产生局部高涡量实质为液体往气体输送能量,具体表现为每个液滴破碎射出时两侧带有较高的涡量,而每个液滴射出产生的涡量不同造成尾部气体中形成无序的涡量密集爆炸区。

3.5 剪切稀化特性

本文研究的非牛顿液体具有剪切稀化特性,在射流速度为100m/s的射流撞击下,气液两相间的强剪切显著削弱流体特性,形成更易破碎的液膜结构。

图7给出了 $t^*=30\mu/\mu_0$ 时,在撞击射流形成的对称面内无量纲粘性系数随对角线距离的分布情况。可以看出,圆柱射流受空气剪切,粘度开始出现下降。在 $L/D=3.7$ 时, μ/μ_0 出现最低点,约为0.3,即该点为撞击中心点。该现象说明在射流在一定的角度下撞击,可以产生较大的剪切力,造成具有剪切稀化的非牛顿液体粘性下降。在撞击点上游,由于撞击产生扩散方向相反的液膜,因此也具有一定的粘度。在撞击点下游,液体近似往同一方向流动,剪切效应逐渐变弱使得黏性系数逐步回升至约0.95。在前文提及的液膜下游产生的凸起和褶皱,即为不稳定表面波上下波动,其粘性系数表现为上下波动,高低交替。此外,在射流尾部,由于产生的射流尚未到达,故其粘性系数下降至近似于空气的粘性系数。黏性系数下降使得流体的抗剪切能力受到影响,其更易破碎,因此在撞击点背部,液滴的形成会比液膜区充分。而不稳定波发展的凸起和褶皱促使粘性系数上下波动,因而此处的液体更为不稳定,更容易破碎形成液丝和液滴。

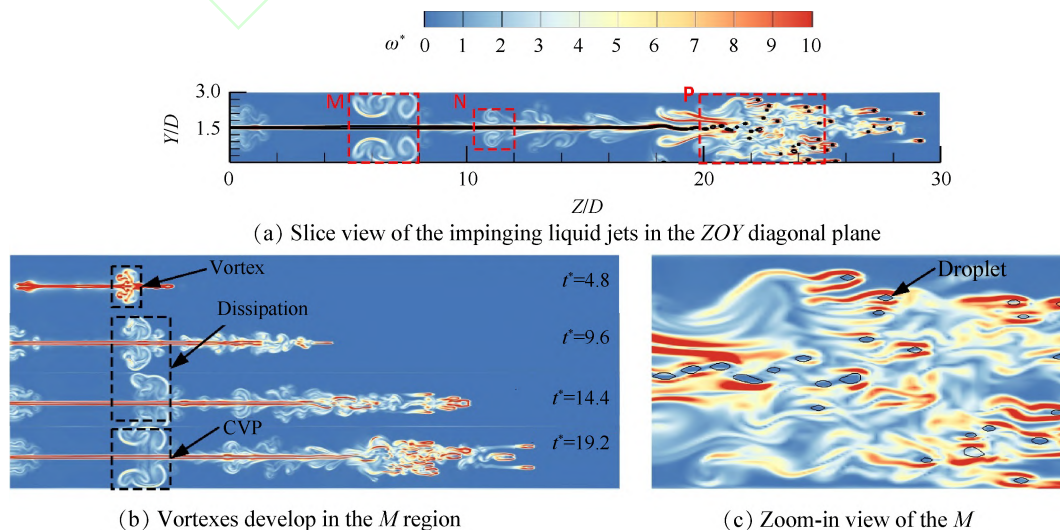


Fig. 6 Slice diagrams of vorticity of the impinging liquid jets in ZOY diagonal plane at $t^*=24$

由图2可以发现液膜与边缘处出现破碎现象,随着时间的推移,裂缝不断变大,尾部区域向液丝和液滴转变。对比图2液膜产生凹凸和褶皱前后的速度发现,波动尾部液膜的速度显著高于波动背部。由于撞击扩散的液膜自身具有某一方向的速度,在裂缝即将形成时,其状态逐渐收缩,背部区域逆流,削弱初始速度,而尾部区域则顺势加速,进而造成波动前后的速度差。为了明确液膜上的速度分布,图7同时给出了 $t^*=30$ 时沿中心线的无量纲速度分布云图。由图可以看出,在 $3.5 < L/D < 7.2$ 时为圆柱射流撞击区域,其速度云图出现骤降后骤升,在 $L/D=3.7$ 时,无量纲速度下降至最低,即该点为撞击中心点。在撞击点之前,其无量纲速度与合成射流的速度相反,大小均在 $0.95 \sim 1$ 附近。而在撞击点,其速度急剧下降到0附近。在撞击点后,速度又极具上升至1附近,然后逐渐增加至1.05。在 $L/D=29$ 时,无量纲速度开始出现速度波动,最大值可达 $1.6V/V_0$ 。在经过空间上的剧烈波动后,液膜脱落形成液丝或液滴,无量纲速度迅速下降至0则是由于前方为气体,还未受扰动。

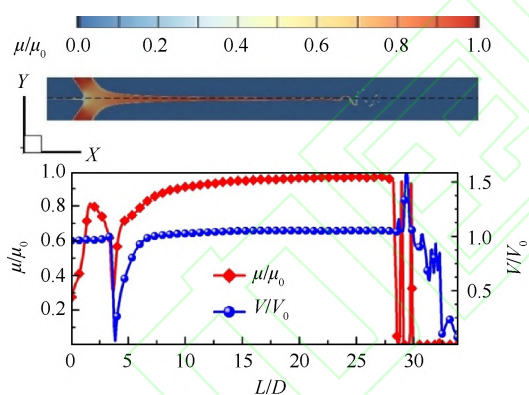


Fig. 7 Distribution of the viscosity and velocity in the centerline of the impinging liquid jets

4 结 论

本文采用直接数值模拟的方法研究了射流速度为 100m/s 的情况下,幂律流体正交撞击雾化特性,得到以下结论:

(1)双股圆柱射流在速度为 100m/s 下撞击,形成的雾化流场迅速扩张形成液膜,液膜两侧边缘破碎成大量的液丝与液滴。计算域内液体表面积不断增长,但无量纲表面积总体呈现先下降再上升的趋势,整个过程可分为射流射出阶段、射流撞击阶段、液膜发展阶段、液膜破碎四个阶段。

(2)液膜上产生了多个较为明显的撞击波,其最

大无量纲波长值为2.46。波上的射流速度主要集中在初始射流速度附近。

(3)射流产生的涡主要分布于有序附着区和无序爆炸区两个。有序附着区可以观察到明显的对旋涡对,而无序爆炸区的涡则主要呈现无规则状态。

(4)在射流速度为 100m/s 时,非牛顿幂律流体正交撞击后其内部的粘性系数明显降低,最低仅为初始粘性系数的0.3倍。

致 谢:感谢国家自然科学基金、中央高校基本科研业务费专项资金的资助。

参考文献:

- [1] Ciezki H K, Jürgen Hürtten, Naumann K W, et al. Overview of the German Gel Propulsion Technology Program [R]. AIAA 2014-3794.
- [2] Desjardins O, Fox R O, Villedieu P. A Quadrature-Based Moment Method for Dilute Fluid-Particle Flows [J]. *Journal of Computational Physics*, 2008, 227(4): 2514-2539.
- [3] Fuster D, Agbaglah G, Josserand C, et al. Numerical Simulation of Droplets, Bubbles and Waves: State of the Art [J]. *Fluid Dynamics Research*, 2009, 41(6).
- [4] Dombrowski N, Johns W R. The Aerodynamic Instability and Disintegration of Viscous Liquid Sheets [J]. *Chemical Engineering Science*, 1963, 18(3): 203-214.
- [5] Shinjo J, Umemura A. Simulation of Liquid Jet Primary Breakup: Dynamics of Ligament and Droplet Formation [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2010, 36(7): 513-532.
- [6] Taylor G. Formation of Thin Flat Sheets of Water [J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1960, 259: 1-17.
- [7] Ibrahim E A, Przekwas A J. Impinging Jets Atomization [J]. *Physics of Fluids A Fluid Dynamics*, 1992, 3(12): 2981-2987.
- [8] Ingebo, Robert D. Experimental and Theoretical Effects of Nitrogen Gas Flow Rate on Liquid-Jet Atomization [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1988, 4(5): 406-411.
- [9] Mazallon J, Dai Z, Faeth G M. Aerodynamic Primary Breakup at the Surface of Nonturbulent Round Liquid Jets in Crossflow [R]. *AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, 1998-716.
- [10] Ng C L, Sankarakrishnan R, Sallam K A. Bag Breakup of Nonturbulent Liquid Jets in Crossflow [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2008, 34(3): 241-259.
- [11] 徐 高, 顾阳晨, 朱帆帆, 等. 预剪切对凝胶汽油雾化特性影响的实验研究 [J]. *火箭推进*, 2018, 44(4): 47-53.

- [12] 邓寒玉, 封 锋, 武晓松, 等. 射流偏心撞击对凝胶推进剂撞击雾化影响的实验研究. [J] 兵工学报, 2016, 37(4): 612-620.
- [13] 王雄辉, 黄 勇, 王 方, 等. 横向气流中液体圆柱射流的破碎特性和表面波现象[J]. 航空动力学报, 2012, 27(9): 1979-1987.
- [14] 白富强. 幂律流体圆柱射流破碎机理的研究[D]. 天津: 天津大学, 2017.
- [15] 张蒙正, 马 杰. 幂律型流体射流破碎建模和实验问题探讨[J]. 火箭推进, 2010, 36(4): 1-6+41.
- [16] 强洪夫, 刘 开, 陈福振. 基于 SPH 方法的剪切流驱动液滴在固体表面变形运动数值模拟研究[J]. 工程力学, 2013, 30(11): 286-292.
- [17] Rider W J, Kothe D B. Reconstructing Volume Tracking [J]. *Journal of Computational Physics*, 1998, 141(2): 112-152.
- [18] Schlottke J, Weigand B. Direct Numerical Simulation of Evaporating Droplets[J]. *Journal of Computational Physics*, 2008, 227(10): 5215-5237.
- [19] Batchelor G K. The Theory of Homogeneous Turbulence [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1953: 133-168.
- [20] 朱呈祥, 陈荣钱, 尤延铖. 低韦伯数非牛顿射流撞击破碎直接数值模拟[J]. 航空学报, 2017, 38(8): 6-14.
- [21] 伊吉明. 幂律流体液膜射流破碎机理的实验研究[D]. 天津: 天津大学, 2014.
- [22] Bremond N, Gutkowski W, Bremond N P, et al. Atomization of Undulating Liquid Sheets[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 585(585): 421-456.
- [23] 朱呈祥, 郑浩铭, 尤延铖. 高压环境下剪切稀化非牛顿撞击射流直接数值模拟[J]. 航空学报, 2019, 40(6).
- [24] Von Kampen J, Alberio F, Ciezki H K. Spray and Combustion Characteristics of Aluminized Gelled Fuels with an Impinging Jet Injector[J]. *Aerospace & Technology*, 2007, 11(1): 77-83.

(编辑: 史亚红)